文章编号： 1007-4627(2023) 01-0040-16

质子滴线核 ^{9}C 的实验研究进展

王 康[1,2]，段芳芳[1]，杨 过[1,2]，杨彦云[1,2]

(1. 中国科学院近代物理研究所，兰州 730000；
2. 中国科学院大学核科学与技术学院，北京 100049)

摘要： 质子滴线核 ^{9}C 可能存在的集团结构对于理解原子核奇特结构和核子相互作用具有重要意义，另外 ^{9}C 在核天体物理研究中也具有非常重要的地位，因此引起了极大的关注。研究人员从实验上对 ^{9}C 进行了大量的探索，研究内容包括衰变性质、能级结构、磁偶极矩、核天体物理 S 因子、反应截面等方面，取得了非常多的成果，但是对于 ^{9}C 的认识仍不够充分。随着新一代强流重离子加速器装置的建成和运行，结合新的实验方法和更高效率的探测设备，有望得到更高精度的实验数据，加深对于 ^{9}C 的奇特结构和反应机制的理解。

关键词： 质子滴线核；^{9}C；奇特结构；反应机制；核反应实验；

中图分类号： O571.4 **文献标志码：** A **DOI：** 10.11804/NuclPhysRev.37.01.40

1 引言

近几十年来，随着国内外放射性束装置的建立和升级，放射性束的实验和理论研究逐渐成为核物理领域的前沿，取得了一系列的成果[1]。放射性核特别是滴线核，表现出许多区别于稳定核的奇特性，如反应截面增大、反常的中质比、价核子晕结构等。对于放射性核奇特结构和反应机制的系统性研究，不仅为传统核理论模型的改进和发展创造了新的机遇，也对核天体物理等核物理相关领域研究有着重大意义[2-4]。

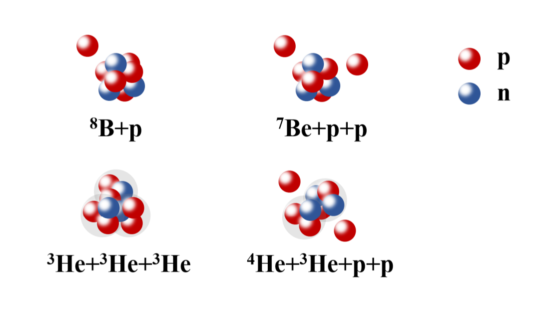


图 1 ^{9}C 可能具有的集团结构示意图

^{9}C 作为 C 同位素中最丰质子的原子核，不但是质子滴线核，而且还是已发现的所有具有束缚态的原子核中 Z/N（=2）值最大的（与 ^{3}He 相同），所以很早就引起了研究人员的关注。^{9}C 半衰期约为 126.5 ms[5]，单质子分离能为 S_p = 1.300 MeV，双质子分离能为 S_{2p} = 1.436 MeV[6]，物质分布半径为 2.43 fm，电荷分布半径为 3.35 fm[7]，较低的分离阈和较大的半径也使得 ^{9}C 被公认为质子晕候选核之一。一方面，研究表明，^{9}C 本身可能具有的奇特结构，如 ^{8}B+p、^{7}Be+p+p、^{3}He+^{3}He+^{3}He 和 ^{4}He+^{3}He+p+p 等（图 1），对于理解 ^{9}C 表现出的电四极矩和磁偶极矩等性质具有重要的意义，也可以加深对于原子核集团结构和核子相互作用的理解[8-9]；另一方面，核天体物理上，在低金属丰度的超大质量恒星中，^{8}B 的质子俘获反应 ^{8}B$(p,\gamma)^{9}$C 点燃了氢的爆炸性燃烧（Hot pp chain）：

$$^{8}\mathrm{B}(p,\gamma)^{9}\mathrm{C}(\alpha,p)^{12}\mathrm{N}(p,\gamma)^{13}\mathrm{O}(\beta^{+}\nu)^{13}\mathrm{N}(p,\gamma)^{14}\mathrm{O},$$

这个过程被认为是 CNO 元素合成的可能途径之一，所以 ^{8}B$(p,\gamma)^{9}$C 反应率的确定至为关键[10]。由此可见，质子滴线核 ^{9}C 具有非常高的研究价值。研究人员从衰变性质、能级结构、磁偶极矩、核天体物理 S 因子和反应截面等方面对 ^{9}C 的奇特结构和反应机制进行了大量的研究。本文结合在中国科学院近代物理研究所（IMPCAS）开展的工作，介绍国内外各大实验室对 ^{9}C 的实验研究进展。

2 衰变性质

原子核衰变是指原子核自发地释放射线和能量而发生的转变。衰变的半衰期可以视为原子核的内秉性质，只与放射性核素的种类有关，不随环境如温度、重力等改变而发生变化。原子核衰变是认识原子核性质的重要

收稿日期： 2023-07-11； **修改日期：** 2023-07-11
基金项目： 国家自然科学基金资助项目（12105330）
作者简介： 王康（1992–），男，河北邢台人，副研究员，博士，从事原子核物理研究；E-mail: wangkang@impcas.ac.cn

途径之一，人们很早就开始了对 ^{9}C 衰变的实验研究，最初只是关注 ^{9}C 自身的衰变性质，近年来，人们开始通过对比 ^{9}C 与镜像核 ^{9}Li 的衰变来研究同位旋对称性。

1956 年，Swami 等在处理一批包含高能质子照射后产生的原子核碎片的核乳胶时，认为可能观测到了 ^{9}C 的衰变现象，这可能是首次在实验中观测到 ^{9}C 的存在[11]。核乳胶是一种能记录带电粒子径迹的特制乳胶，由普通照相乳胶发展而来，主要成分是溴化银微晶体和明胶的混合物。核乳胶作为一种径迹探测器，其优点是可以永久保存高能粒子的径迹，具有独特的空间分辨，根据径迹可以鉴别粒子种类并测定粒子能量，能够用于研究极短寿命粒子；缺点是需经显影定影，不能即时得到测量结果，而且能量分辨较差。Swami 等得到的结果如图 2所示，^{9}C（径迹 F）生成之后，衰变产生了四个带电粒子，在核乳胶中留下了四条径迹，经鉴别，分别为一个 7.6 MeV 的质子（径迹 1）、两个能量分别为 2.7 MeV（径迹 2）和 2.1 MeV（径迹 3）的 α 粒子和一个 3.1 MeV 的正电子（径迹 4）。经过分析，他们认为 ^{9}C 的衰变方式可能为 β^+ 缓发单质子衰变，之后由于 ^{8}Be* 不稳定，再次衰变为两个 α 粒子，整个衰变过程为 $^9\mathrm{C}\to{}^4\mathrm{He}+{}^4\mathrm{He}+p+\nu+\beta^++\mathrm{Q}$。利用衰变产物的能量和角度，他们还计算得到 ^{9}C 的质量应该位于 8408.6 MeV 和 8409.6 MeV 之间，非常接近之后的测量值（~ 8412.4 MeV）[6]。然而由于他们仅观测到单个事件，所以无法进行更深入的研究，也没能得出决定性的结论。

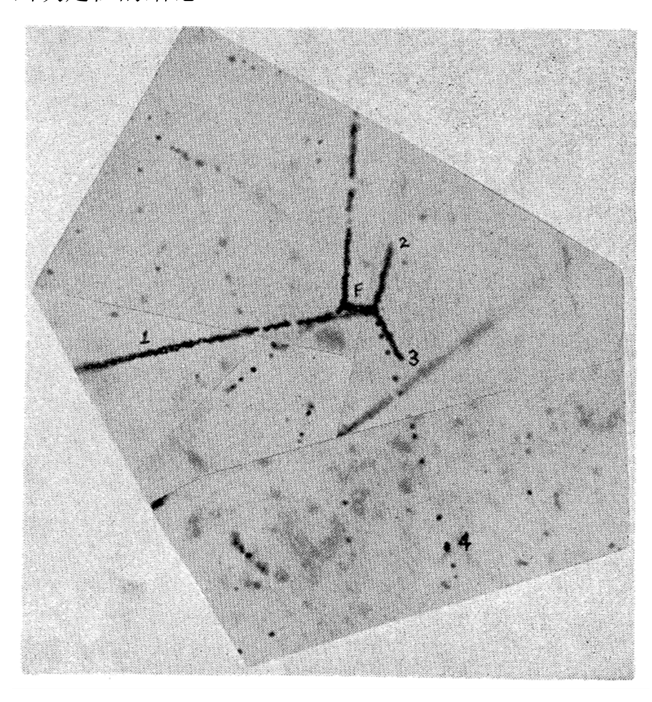


图 2 Swami 等观测到的粒子径迹（详见文本）[11]

1965 年，Hardy 等通过 ^{12}C($p, d2n$)^{9}C、^{10}B($p, 2n$)^{9}C 和 ^{11}B($p, 3n$)^{9}C 反应生成 ^{9}C，使用硅面垒探测器探测反应靶上产生的 ^{9}C 衰变出的质子[12]。实验探测到质心系能量分别为 12.25 ± 0.20 MeV 和 9.25 ± 0.25 MeV 的两个质子峰，比例几乎相同，Hardy 等分析认为这两个质子峰分别对应 ^{9}C 衰变发射 β^+ 粒子后所产生的 ^{9}B 再衰变到 ^{8}Be 的基态和第一激发态所发射的质子。通过对两个衰变质子峰的多次独立测量，得到了一致的 ^{9}C 半衰期，为 127 ± 3 ms。1971 年，Hardy 等通过 43 MeV 能量下的 ^{10}B($p, 2n$)^{9}C 反应再次测量了 ^{9}C 的半衰期，得到的结果为 126.5 ± 1 ms[13]。同年，Mosher 等利用 ^{7}Be(^{3}He, n)^{9}C 反应进行 ^{9}C 衰变研究，通过测量 β^+ 缓发质子，得到了 ^{9}C 的半衰期为 126.5 ± 2 ms[5]。1972 年，Esterl 等通过 ^{10}B($p, 2n$)^{9}C 反应再次测量了 ^{9}C 的 β^+ 缓发质子能谱，除了此前观测到的质心系能量分别为 9.28 MeV 和 12.30 MeV 的两个峰之外，还在 3.45 ± 0.25 MeV 和 6.10 ± 0.10 MeV 处观测到了两个峰位，Esterl 等认为可能对应于 ^{9}B 的两个未知的能级，另外还得到了与此前研究一致的半衰期，为 126.5 ± 1 ms[14]。

1988 年，Mikolas 等在 NSCL（National Superconducting Cyclotron Laboratory）使用 35 AMeV 的 ^{12}C^{4+} 束流轰击 91 mg/cm^2 的 Ni 靶产生 ^{9}C 次级束，并利用注入-衰变法研究 ^{9}C 的衰变性质[15]。在 ^{9}C 的镜像核 ^{9}Li 的衰变研究中，Chen 等首次应用了注入-衰变法[16]。相比较于此前利用探测器探测反应靶上母核的衰变产物的研究方法，注入-衰变法由于母核注入到了探测器里面，使得研究人员可以对所有衰变产物进行精确测量。Mikolas 等通过分析衰变产物，他们首次观测到了 ^{9}C 衰变到 ^{9}B 的基态（3/2$^-$）和两个较低激发态（2.36 MeV，5/2$^-$ 和 2.9 MeV，1/2$^-$）的实验结果，并且较为精确地得到了对应的衰变分支比，分别为 60 ± 10%、17 ± 6% 和 11 ± 5%。通过与此前镜像核 ^{9}Li 衰变的理论计算和实验结果对比，他们发现 ^{9}C 和 ^{9}Li 从 3/2$^-$ 基态衰变到 ^{9}B 和 ^{9}Be 的 5/2$^-$ 态的强度（B_{GT}）有很明显的不对称性，^{9}Li 衰变到 ^{9}Be 的 5/2$^-$ 态的强度是 ^{9}C 衰变到 ^{9}B 的 5/2$^-$ 态强度的两倍以上，这是理论预测的两种衰变强度差异的十倍，Mikolas 等猜测可能是由于 ^{9}Li 衰变的数据分析有问题导致的，呼吁重新精确测量 ^{9}Li 的 β^- 衰变。这个现象引起了研究人员的极大关注，因为在其他镜像系统的衰变研究中从来没有观测到如此巨大的强度差异。

1990 年 Nyman 等在 CERN-ISOLDE 重新测量了 ^{9}Li 衰变产物能谱，认为他们确认了 ^{9}C 和 ^{9}Li 这对镜像核衰变的不对称性的存在[18]。然而 2000 年 Gete 等在 TRIUMF-TISOL 利用注入-衰变法测量了 ^{9}C 的衰变产物能谱之后，通过 R-矩阵分析重新计算了各个衰变道的分支比和强度 B_{GT}，并没有观测到这一不对称性，他

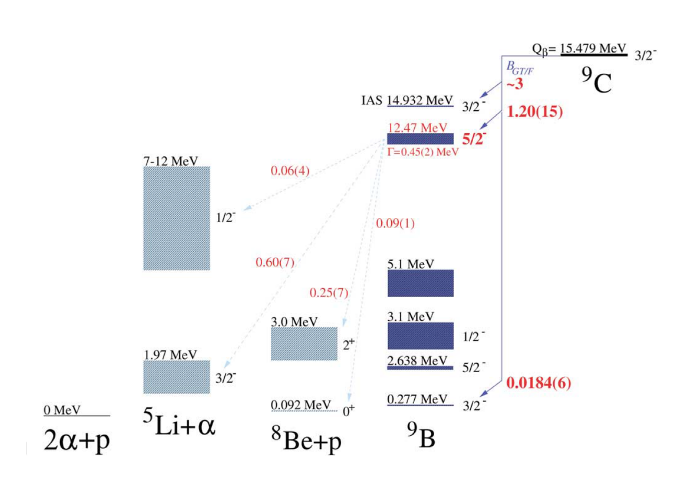


图 3　（在线彩图）^{9}C 的衰变纲图[17]

们认为可能是此前研究在分析数据的过程中存在瑕疵，因为在这个激发能量区域 $B_{\rm GT}$ 对分支比非常敏感，分支比的微小差异都可能导致 $B_{\rm GT}$ 有很大涨落[19-20]。此后，Bergmann 等为了排除数据分析方法等因素带来的影响，在 CERN-ISOLDE 采用几乎相同的实验设置和分析方法，先后进行了 ^{9}C 和 ^{9}Li 的衰变实验研究，最终发现 ^{9}Li 的 β^- 衰变主要布居到 ^{9}Be 位于 11.8 MeV 的 5/2$^-$ 态，并且提取到的衰变强度 $B_{\rm GT}$ 为 5.3 ± 0.9，约为 ^{9}C 通过 β^+ 衰变到 ^{9}B 的 5/2$^-$ 态强度（1.20 ± 0.15）的 4.4 ± 1.0 倍，如图 3所示，再次证明了这对镜像核衰变存在不对称性[17,21-22]。

从利用核乳胶探测粒子径迹，到利用硅探测器通过注入-衰变法精确测量衰变产物能谱，人们对于 ^{9}C 衰变性质的认识逐渐加深，然而 ^{9}C 和 ^{9}Li 的衰变过程是否存在不对称性尚存争议，需要更多的理论和实验研究。值得一提的是，这种镜像核衰变过程中的不对称性，在越来越多的镜像核体系中被发现，如 ^{26}P 和 ^{26}Na[23] 、^{73}Br 和 ^{73}Sr[24] 等。国内研究团队最近在中国科学院近代物理研究所进行的衰变实验中，结合硅探测器和高纯锗探测器阵列，利用注入-衰变法发现 ^{20}Mg 和 ^{20}O[25]、^{22}Si 和 ^{22}O[26]、^{27}S 和 ^{27}Na[27] 也存在这种镜像核衰变不对称性，提出了一种新的利用镜像核衰变研究鉴别晕核的方法。由此可见，随着探测设备和研究方法的不断改进，有望通过衰变研究揭示更多关于 ^{9}C 原子核结构和性质的信息，帮助理解同位旋不守恒力的性质与作用，加深对于同位旋对称性破缺机制的认识。

3　能级结构

原子核的能级特性反映了核子间的相互作用和核子体系的运动规律，而且能级结构对于反应机制有至关重要的影响。在轻核区域，由于核子数较少，体系较为简单，对轻核能级的研究更有助于探索和理解核多体动力学。利用不同的反应，研究人员观测到了一些 ^{9}C 的激发态，并与理论模型进行了比较，不过对于 ^{9}C 的能级结构认知仍旧有限。

由于 ^{9}C 的半衰期较短，早期实验上直接测量 ^{9}C 的质量较为困难，通常都是测量一些反应如 A(B,X)^{9}C$^{g.s.}$ 的 Q 值，从而间接计算 ^{9}C 的基态质量过剩。通过仔细设计实验方案，结合磁谱仪和高精度探测设备等，这种间接测量的方法也能够得到非常精确的结果。1964 年，Cerny 等通过 ^{12}C(^{3}He,^{6}He)^{9}C 反应首次正式鉴别出 ^{9}C 的基态能级，通过与镜像核 ^{9}Li 对比得出了其自旋-宇称值为 3/2$^-$，结合该反应 Q 值给出了 ^{9}C 的基态质量过剩，为 28.95 ± 0.15 MeV，也由此确定了 ^{9}C 不会自发发射质子[28]。之后人们再次通过 ^{12}C(^{3}He,^{6}He)^{9}C 和 ^{7}Be(^{3}He, n)^{9}C 等反应对 ^{9}C 的基态能级进行了测量，最终确定 ^{9}C 的基态质量过剩为 28.9110 ± 0.0021 MeV[5-6,29-34]。

实验上最初对于 ^{9}C 的激发态能级也是利用 Q 值进行间接计算。1974 年，Benenson 等利用 ^{12}C(^{3}He,^{6}He)^{9}C* 反应，首次鉴别出 ^{9}C 的第一激发态能级，位于 2.219 ± 0.010 MeV，宽度为 100 ± 20 keV 与镜像核 ^{9}Li 进行对比之后，得出了 ^{9}C 第一激发态的自旋-宇称值为 1/2$^-$[35]。1984 年，Bressani 等在 CERN-SC 利用 910 MeV 的 ^{3}He 轰击 Li 靶进行了 ^{6}Li(^{3}He,π^-)^{9}C 反应研究，测量了 π^- 粒子的动量分布，经过分析后认为，723 MeV/c 动量处的峰位对应 ^{9}C 的基态和 2.2 MeV 的第一激发态，而 714 MeV/c 和 705 MeV/c 的两个峰位分别对应 ^{9}C 的 9 MeV 和 15 MeV 的两个激发态[36]。1991 年，Golovkov 等同样利用 ^{12}C(^{3}He,^{6}He) 反应，通过测量 σ(E(^{6}He))，鉴别出了 ^{9}C 的基态和 2.2 MeV 的第一激发态，他们认为还发现了位于 E*=3.30 ± 0.05 MeV 的一个新的激发态，但是这一发现在之后的研究中并没有得到验证，后续研究人员分析认为可能由于测量误差，这一激发态实际可能是位于 3.6 MeV 的激发态[37]。

近年来随着现代实验技术的发展，各大放射性束流线装置逐步投入运行，使得直接利用放射性束流测量奇异核素的激发态成为可能。实验上使用放射性束，通过简单的直接核反应就能够得到奇异核素更高能级的激发态，结合高性能探测设备，可以更加可靠地鉴别和测量不同激发态。2007 年，Rogachev 等在圣母大学的 TwinSol 放射性束流线装置上利用 29 MeV 的 ^{8}B+p 共振散射反应观测到了 ^{9}C 在 3.6 ± 0.2 MeV 的激发态，宽度为 1400 ± 500 keV，并利用 R-矩阵分析为这个激发态分配了 5/2$^-$ 的自旋-宇称值[38]。2017 年，Brown 等在 NSCL 进行了 68 AMeV 的 ^{9}C 次级束在 1 mm 厚的 ^{9}Be 靶上的非弹性散射实验研究，通过 ^{8}B+p 的符合测量结果得到了 ^{9}C 的不变质量谱，重构了 ^{9}C 的第一和第二激发态，分别位于

2.218 ± 0.011 MeV 和 3.549 ± 0.020 MeV，宽度分别为 52 ± 11 keV 和 673 ± 50 keV，与此前的研究结果一致[39]。另外，他们还测量到了 ^{7}Be+2p 的符合事件，并重构出了 ^{9}C 在 4.40 ± 0.04 MeV 和 5.75 ± 0.04 MeV 的两个共振态，宽度分别为 2750 ± 110 keV 和 601 ± 50 keV，如图 4所示[39]。2019 年，Hooker 等在德州农工大学回旋加速器实验室 MARS 上利用 ^{8}B+p 的共振散射研究 ^{9}C 的激发态，除了观测到位于 2.2 MeV 的 1/2$^-$ 态和位于 3.6 MeV 的 5/2$^-$ 态之外，还观测到了位于 4.3 ± 0.3 MeV 的激发态，宽度为 4000^{+2000}_{-1400} keV，通过 R-矩阵分析为这个激发态分配了 5/2$^+$ 的自旋-宇称值，这是首次在实验中观测到 A=9、T=3/2 的原子核中的正宇称态，也是首次在这类原子核中观测到位于 sd（2s）壳层的激发态，此外，Hooker 等还指出实验数据表明可能存在位于 6.4 MeV 的 7/2$^-$ 态[40]。

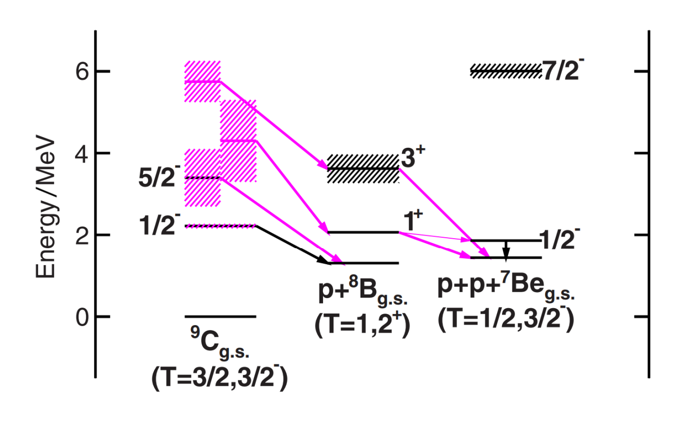


图 4　（在线彩图）^{9}C 的能级结构[39]

表 1　^{9}C 能级的实验结果与理论计算比较[40-41]

实验结果			理论计算		
J^π	E(MeV)	Γ(keV)	J^π	E(MeV)	Γ(keV)
$3/2^-_1$	0.000	-	$3/2^-_1$	0.000	-
$1/2^-_1$	2.218(11)	52(11)	$1/2^-_1$	2.231	143.62
$5/2^-_1$	3.549(20)	673(50)	$5/2^-_1$	3.822	297.91
$5/2^+_1$	4.3(3)	4000^{+2000}_{-1400}	$3/2^+_1$	4.361	323.398
			$5/2^+_1$	4.395	327.96
?	5.75(4)	601(50)	$1/2^+_1$	5.067	359.231

目前实验上观测到的 ^{9}C 能级的能量（E）和宽度（Γ）以及与理论计算结果的比较如表 1所示。虽然理论计算结果与实验符合得比较好，但是由于能级宽度较大，只有在考虑连续态的前提下，实验结果才能与理论进行有意义的比较。这也是 AMD 模型（Antisymmetrized Molecular Dynamics）计算结果高估了 ^{9}C 的 2s 壳层能量将近两倍的原因[40]。未来实验上可以通过发展新的方法如通过转移反应[42]、破裂反应[43] 等研究 ^{9}C 更高能级的激发态，并升级实验设备提高测量精度，而理论上研究人员正在尝试进一步发展 *ab initio* 方法以实现 ^{9}C 能级结构的计算，通过比较 *ab initio* 方法的预测与实验结果，将更有助于解释实验结果，认识 ^{9}C 的能级结构。

4　磁偶极矩

由于原子核具有自旋，而且是一个带电的系统，所以具有磁矩。原子核的磁矩与原子核的结构和性质相关，是原子核基态波函数的敏感探针，因此可以从磁偶极矩的测量数据研究原子核。在镜像核系统中尤其如此，由于镜像核结构相似，它们的磁偶极矩能够提供更多关于原子核结构以及非核子自由度的相关信息。

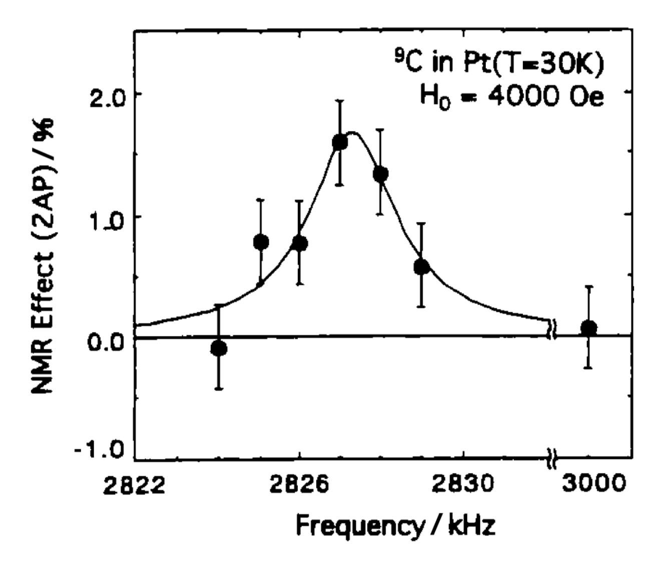


图 5　^{9}C 在 Pt 中的核磁共振谱[44]

1996 年，Matsuta 等在 RIKEN-RIPS 装置上利用 70 AMeV 的 ^{12}C 在 205 mg/cm^2 的 ^{12}C 靶上的碎裂反应生成了 ^{9}C 次级束，$\theta_{\rm lab}$ = 5° ± 1° 处的束流被纯化和收集，极化率约为 P = −3.4%，经过降能器慢化之后注入到了 50 μm 厚的 Pt 中，被冷却到 30 K，处于 H_0 = 4 kOe 的强磁场中，用于维持极化率以及核磁共振[44]。通过标准的 β-NMR 技术，Matsuta 等测量了 ^{9}C 衰变出的 β^+ 粒子的不对称性，并由此得到 ^{9}C 的磁偶极矩为 $\mu(^9{\rm C}) = -1.3914 \pm 0.0005\ \mu_N$。与理论预测值比较后发现，简单系统学[45] 和壳模型计算值与实验结果偏差较大，而集团模型[46] 和 AMD 模型计算的结果与实验值符合较好。结合 ^{9}C 镜像核 ^{9}Li 的磁偶极矩结果 $\mu(^9{\rm Li}) = 3.4391 \pm 0.0006\ \mu_N$[47-48]，利用

如下关系：

$$\mu(T_z = -3/2)+\mu(T_z = +3/2) = J+(\mu(p)+\mu(n)-1/2)\langle\sigma\rangle, \quad (1)$$

其中 $\mu(p)+\mu(n)-1/2 = 0.380\mu_N$，Matsuta 等得到了 ^{9}Li-^{9}C 这对镜像核的同位旋标量自旋期望值（Isoscalar spin expectation value）$\langle\sigma\rangle$=1.44，远大于单粒子自旋期望值 $\langle\sigma\rangle$=1。对于 ^{9}C 的磁偶极矩 $\mu(^9\mathrm{C})$ 和 $\langle\sigma\rangle$，集团模型均给出了非常好的预测，Matsuta 等认为这表明 ^{9}C 非常可能具有集团结构。为了验证 ^{9}C 磁偶极矩异常的现象，1998 年，Huhta 等采用与 Matsuta 等的实验不同的弹靶组合，在 NSCL 利用 80 AMeV 的 ^{20}Ne 束流轰击 107 mg/cm^2 的 ^{93}Nb 靶产生 ^{9}C 次级束[49]，用以提高 ^{9}C 的极化率[50]，之后利用标准的 β-NMR 技术得到了 ^{9}C 基态的磁偶极矩 $\mu(^9\mathrm{C}) = -1.396\pm0.003\ \mu_N$。这个结果与 Matsuta 等的实验结果（$\mu(^9\mathrm{C}) = -1.3914\pm0.0005\ \mu_N$）非常接近，再次证明了 ^{9}C 磁偶极矩异常的现象。通过与壳模型、极端单粒子模型、集团模型和 AMD 模型等理论计算结果比较[51-53]，如表 2所示，Huhta 等认为在质子滴线核如 ^{9}C 中，由于库仑相互作用导致同位旋混杂，造成磁偶极矩值异常。尽管考虑了这种效应之后理论计算值与实验值符合更好，但仍低估了 ^{9}Li-^{9}C 的同位旋标量自旋期望值，他们认为未来如果在壳模型中引入更真实的波函数来计算库仑相互作用，将有助于理解 ^{9}C 基态磁偶极矩异常的现象[49]。

表 2 ^{9}C 和 ^{9}Li 磁偶极矩的实验结果与理论计算比较（磁偶极矩单位 μ_N）[44,49]

	^{9}C	^{9}Li	$\langle\sigma\rangle$
实验结果	(-)1.3914(5)	+3.4391(6)	1.44
Shell Model(PTBME+INC)	-1.411	+3.360	1.18
Shell Model(PTBME)	-1.437	+3.350	1.09
Extreme Single-particle Model	-1.91	+3.79	1
Cluster Model	-1.50	+3.43	1.5
AMD	-1.53	+3.44	1.08

2009 年，Furutachi 等利用 AMD 模型和 MAMD 模型（Multiple-width Gaussian basis AMD）计算研究了 ^{9}C 的晕结构和核芯激发，除了成功描述了 ^{9}C 的结合能和半径之外，还计算得到了 ^{9}C 的磁偶极矩和电四极矩，与此前实验结果差别不大，Furutachi 等认为 ^{9}C 的集团结构对于描述其磁偶极矩和电四极矩具有重要意义[54]。2011 年，Artemenkov 等利用 1.2 AGeV 的 ^{12}C 束流轰击聚乙烯靶产生了相对论能区的 ^{9}C 次级束，并首次利用核乳胶的方法研究了相对论能区 ^{9}C 的破裂反应[55-57]。Artemenkov 等一共探测到了 15 个 $^9\mathrm{C}\to{}^8\mathrm{B}+p$ 反应事件，16 个 $^9\mathrm{C}\to{}^7\mathrm{Be}+2p$ 反应事件, 表明 ^{9}C 可能具有 $^8\mathrm{B}+p$ 和 $^7\mathrm{Be}+2p$ 的晕结构。此外，还探测到了 16 个 $^9\mathrm{C}\to3{}^3\mathrm{He}$ 反应事件，Artemenkov 等认为这表明 ^{9}C 的基态可能存在 3^3He 的集团结构，这种集团结构会影响 ^{9}C 的磁偶极矩，可能是壳模型计算出来的磁偶极矩异常的原因[58]。

目前为止，对于 ^{9}C 实验上磁偶极矩异常的现象还没有公认的解释，理论研究人员正在尝试引入更真实的相互作用，发展更加合理的模型对这一现象进行描述。一个普遍的猜想是 ^{9}C 可能存在的晕结构和核芯集团结构等影响了 ^{9}C 的磁偶极矩，期待进一步的验证。

5 核天体物理 S 因子

在核天体物理中，辐射俘获反应如质子俘获反应（p,γ）在天体基础演化过程中（如氢元素燃烧等）占有重要地位，所以有非常重要的研究意义。然而，由于天体演化过程中主要为热核反应，能量远低于库仑势垒，所以反应截面通常很小，从实验上直接测量这个能区的辐射俘获反应截面非常困难，特别是涉及到短寿命的核素反应，几乎不可能直接测量，如 $^8\mathrm{B}(p,\gamma)^9\mathrm{C}$（^{8}B 半衰期约为 770 ms）。因此，实验上主要利用间接测量的方法，例如库仑裂解方法（Coulomb Dissociation，CD）[59]、渐进归一化系数方法（Asymptotic Normalization Coefficients，ANC）[60] 和特洛伊木马方法（Trojan-Horse Method，THM）[61] 等，以避免直接测量过程中的困难。由于核反应截面随着能量下降呈近似指数式衰减，会淹没掉变化细节，所以为了解决这个问题，研究人员引入了随能量变化相对平缓的 S 因子，以便清晰显示低能区的变化趋势。反应截面 $\sigma(E_{\mathrm{c.m.}})$ 与 $S(E_{\mathrm{c.m.}})$ 因子的关系定义为 $S(E_{\mathrm{c.m.}}) = \sigma(E_{\mathrm{c.m.}})E_{\mathrm{c.m.}}\exp(2\pi\eta)$，其中 η 为索末菲参数 $\eta = e^2Z_1Z_2/(4\pi\epsilon_0\hbar v)$。对于 ^{9}C 来说，在天体热核反应能区，尤其是在低金属丰度的超大质量恒星中，由于极高的环境温度和密度，^{8}B 的质子俘获反应 $^8\mathrm{B}(p,\gamma)^9\mathrm{C}$ 的反应率可以与 ^{8}B 的 β^+ 衰变相比甚至超过后者，被认为点燃了氢的爆炸性燃烧，是 CNO 元素合成的可能途径之一，所以这个过程的核天体物理 S_{18} 因子获得了研究人员非常高的关注[10]。

1998 年，Motobayashi 等首次尝试利用 ^{9}C 在 ^{208}Pb 上的库仑裂解反应 $^9\mathrm{C}+{}^{208}\mathrm{Pb}\to{}^8\mathrm{B}+p+{}^{208}\mathrm{Pb}$ 测量结果提取 S_{18} 因子[62]。与辐射俘获反应 A(x,γ)B 相反，在库仑裂解反应中，B 轰击高 Z 值的靶核，通过库仑激发到非束缚态，之后衰变为 A+x，该过程相当于 B 吸收了一个虚光子，即可被视为辐射俘获反应的逆过程 B(γ,x)A，因此库仑裂解反应的截面与辐射俘获反应的截面是相关联的[63-65]。相对于辐射俘获反应，库仑裂解反应由于大量的虚光子以及更大的相空间，而且能量较高可以使用更厚的靶，所以库仑裂解反应的反应率远高于辐射俘

获反应，非常适合用于放射性核束的实验研究[66-67]。由测量得到的库仑裂解反应截面 $\sigma_{\rm coul}$，即可计算得到辐射俘获反应的截面 $\sigma_{\rm capt}$，进而计算得到对应的天体物理 S 因子[63]。Motobayashi 等初步分析得到的 S_{18} 因子与 Descouvemont[68] 的预测一致，然而比 Wiescher 等[10] 的预测结果低三到四倍，不过并没有给出实际数值。2003 年，Motobayashi 等再次介绍了利用 65 AMeV 的 ^{9}C 在 ^{208}Pb 靶上的库仑裂解反应间接测量天体物理 S_{18} 因子，得到质心系能量 0.2-0.6 MeV 范围内的 S_{18} 因子为 77±15 eVb，与 Descouvemont[69] 的预测值（85 eVb）一致[70-71]。

2001 年，Beaumel 等在 RIKEN-RIPS 测量了 14.4 MeV/u 的 ^{8}B 在 5.7 mg/cm^2 的 CD_2 靶上的质子转移反应 $d(^8{\rm B},^9{\rm C})n$ 的截面，利用 DWBA（Distorted Wave Born Approximation）方法进行分析之后，得到了渐进归一化系数 ANC，平均约为 1.18 ± 0.34 fm^{-1}，进而计算得到了辐射俘获反应 $^8{\rm B}(p,\gamma)^9{\rm C}$ 的 S_{18} 因子[72]。这种方法假设质子转移反应发生在外围（Peripheral Proton Transfer），对应天体热核反应能区发生的辐射俘获反应也发生在外围的特性，通过测量截面远大于天体热核反应能区辐射俘获反应的转移反应，来间接计算天体物理 S 因子，有效地降低了实验难度，利用这种方法计算得到的 $^7{\rm Be}(p,\gamma)^8{\rm B}$[73-76]、$^{16}{\rm O}(p,\gamma)^{17}{\rm F}$[77] 和 $^{12}{\rm C}(n,\gamma)^{13}{\rm C}^*$[78] 的 S 因子与直接测量得到的结果符合得很好，证明了这种方法的可靠性。Beaumel 等计算得到的质心能量 1-100 keV 范围内的辐射俘获反应 $^8{\rm B}(p,\gamma)^9{\rm C}$ 的天体物理 S_{18} 因子为 $S_{18}=45\pm13$ eVb，这也是首次从实验上正式给出 S_{18} 因子的数值。与此前理论预测值比较，大约是微观集团模型计算值（85 eVb）的一半[69]，不过利用微观集团模型计算出的 $^7{\rm Be}(p,\gamma)^8{\rm B}$ 的 S_{17} 因子（27-30 eVb）[69] 也比实验值（19^{+4}_{-2} eVb）[79] 高将近一倍；Wiescher 等[10] 利用单粒子模型预测的能量低于 0.8 MeV 的 S_{18} 因子平均值约为 210 eVb，远高于实验值，Beaumel 等认为这是由于 Wiescher 等所采用的谱因子（2.5）远大于实验值和壳模型的计算值导致的。

2002 年，Trache 等发现单核子敲出反应也可以作为提取 ANC 的实验手段，尤其适用于弹核碎裂反应产生的稀有同位素的研究[80]。在弱束缚核发生中低能单核子敲出反应的过程中，由于弱束缚核的核芯通常会存活至反应结束，所以自然得出被敲出核子的波函数位于核芯之外，即反应发生在弹核的外围，这与低能轻粒子的外围转移反应非常相似，所以非常适合用于提取 ANC。通过这种方式，Trache 等利用 ^{8}B 的破裂反应数据结合 Glauber 模型成功计算得到了 $^7{\rm Be}(p,\gamma)^8{\rm B}$ 的 $S_{17}(0)$ 因子 17.4±1.5 eVb，与直接测量得到的结果一致[80]。因此，Trache 等利用此前 Blank 等测量的 285 AMeV 的 ^{9}C 在不同质量靶上的单质子敲出截面[81]，结合 Glauber 模型计算，提取出了 ANC 值 $C^2_{eff}=1.22\pm0.13$ fm^{-1}，如图 6所示，进而计算得到了辐射俘获反应 $^8{\rm B}(p,\gamma)^9{\rm C}$ 的天体物理 S_{18} 因子为 $S_{18}(0)=46\pm6$ eVb[82-85]，与 Beaumel 等[72] 通过转移反应得到的结果一致，但是误差更小。Trache 等还计算研究了质子质心系能量 $E_{\rm c.m.}$=0-0.8 MeV 范围内 S_{18} 因子的能量依赖性，结果发现 S_{18} 因子对于能量的依赖性非常低，在整个能量范围内，只变化了不到 15%。之后，Enders 在 NSCL 测量了 78.3 AMeV 的 ^{9}C 在 C 靶上的单质子敲出截面 $\sigma_{-1p}(^9{\rm C}\to^8{\rm B})$=54±4 mb，结合壳模型以及程函反应理论[86]，得到了约化后的谱因子 $R_s=0.82\pm6$ 和渐进归一化系数 ANC 值 $C_1^2=1.27\pm0.10$ fm^{-1}，进而利用势阱模型[87] 计算得到了天体物理 S_{18} 因子为 $S_{18}(0)=49\pm4$ eVb，与此前结果一致[88]。

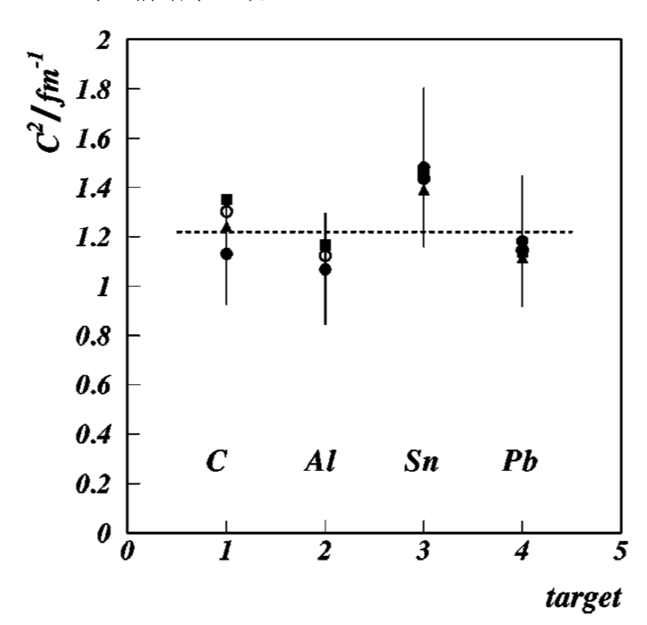


图 6　利用 ^{9}C 在不同靶上的单质子敲出截面计算得到的 ANC 值[82]

2005 年中国原子能科学研究院的 Guo 等在北京 GIRAFFE[89-90] 利用 44 MeV 的 ^{7}Li 初级束轰击 1.6 个大气压的 d_2 气体靶，通过转移反应 $^2{\rm H}(^7{\rm Li},^8{\rm Li})^1{\rm H}$ 生成了 39 MeV 的 ^{8}Li 次级束，接着轰击 1.5 mg/cm^2 的 $(CD_2)_n$ 反应靶，测量了 ^{8}Li 发生转移反应 $^2{\rm H}(^8{\rm Li},^9{\rm Li})^1{\rm H}$ 生成的 ^{9}Li 的角分布[91]。在使用 DWBA 方法分析之后提取得到了 $^9{\rm Li}\to^8{\rm Li}+n$ 的 ANC 为 1.33±0.33 fm^{-1}，根据电荷对称性，计算得到 $^9{\rm C}\to^8{\rm B}+p$ 的 ANC 为 1.44 ± 0.29 fm^{-1}，进而计算得到天体物理 S_{18} 因子为 $S_{18}(0)=44\pm11$ eVb，与此前的理论预测和实验结果进行比较，如图 7所示，其中五次实验结果的平均值为 48 ± 3 eVb，用蓝色虚线表示，可以看到 Guo 等得到的结果与平均值符合得比较好。此外，根据天体物理 S_{18} 因子，郭冰等还计算了辐射俘获

反应 $^8B(p,\gamma)^9C$ 的反应率，为：

$$N_A\langle\sigma v\rangle = 3.7313\times10^{10}\mu^{-1/2}T_9^{-3/2}\times \int_0^\infty \sigma E\exp(-11.605E/T_9)dE, \quad (2)$$

其中 μ 为约化质量，单位 amu；T_9 为温度，单位 10^9 K；σ 为反应截面，单位 b；E 为质心系能量，单位 MeV。将该反应率与利用 Breit-Wigner 方程计算得到的单能级共振辐射俘获反应率（$E_x = 2.218$ MeV）进行比较，如图 8所示，可以看到，在天体热核反应温度能区，直接辐射俘获占据主要地位，而且反应率可以与 ^8B 的 β^+ 衰变相比拟。

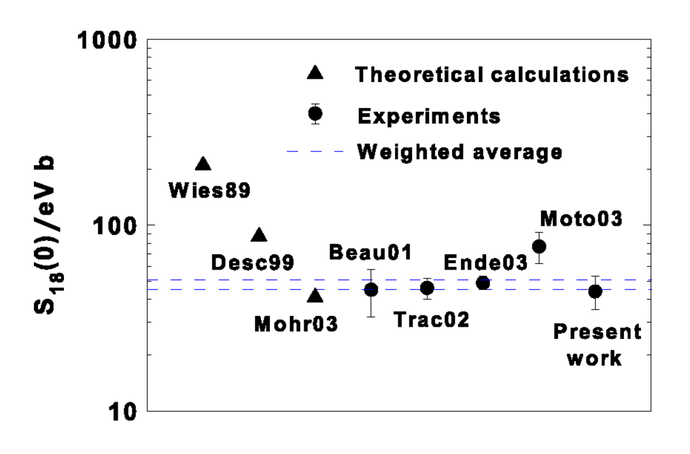


图 7 （在线彩图）理论预测和实验结果得到的天体物理 S_{18} 因子比较[91]

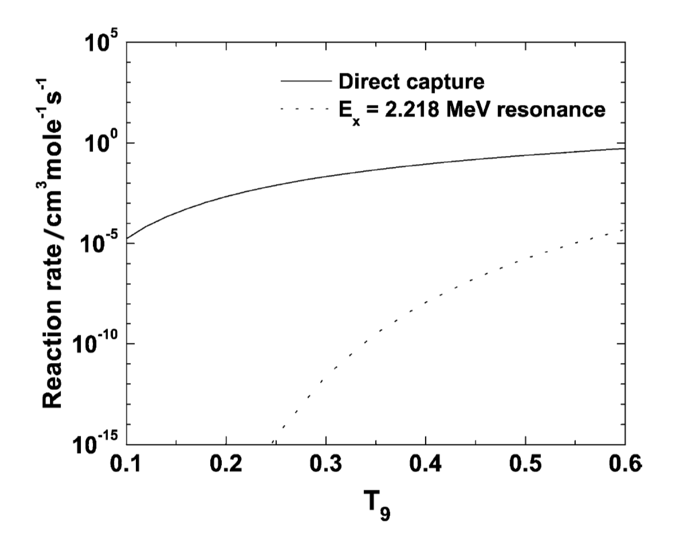


图 8 $^8B(p,\gamma)^9C$ 直接俘获和共振俘获反应率随温度的变化[91]

2012 年，Fukui 等利用连续离散耦合道方法（Continuum Discretized Coupled Channel，CDCC）结合程函反应理论（Eikonal Reaction Theory，ERT），重新分析了 65 AMeV 的 ^9C 在 ^{208}Pb 靶上的库仑裂解反应[70-71] 以及 285 AMeV 的 ^9C 在 C 靶和 Al 靶上的单质子敲出反应[81] 实验结果，提取出的 ANC 值 $(C^{^9C}_{p^8B})^2$ 分别为 1.78 fm^{-1} 和 1.69 fm^{-1}，两者一致，这表明了利用三体耦合道分析方法提取 ANC 值的可靠性[92]。结合这两个结果，Fukui 等得到的最终结果为 $(C^{^9C}_{p^8B})^2$=1.7±0.3 fm^{-1}，对应的 S 因子为 $S_{18}(0)$ = 66 ± 10 eVb。Fukui 等认为虽然利用这种分析方法得到了比较好的结果，但是对于 p–^8B 破裂能谱的高能区域描述欠佳，进一步拓展三体耦合道分析方法，引入 $p + p$+^7Be 的 ^9C 构型，将更有助于深入理解 ^9C 的破裂反应，提高 $S_{18}(0)$ 的精度[92-93]。2015 年，Fukui 等再次利用连续离散耦合道方法重新分析了 14.4 MeV/u 的质子转移反应 $d(^8B,^9C)n$[72]，提取到的 ANC 值为 $(C^{^9C}_{p^8B})^2$=0.59±0.15 fm^{-1}，对应的 S 因子为 $S_{18}(0) = 22\pm6$ eVb，比此前结果都要小[94]。Fukui 等分析认为这是由于在 $d(^8B,^9C)n$ 反应中，d 和 ^9C 的破裂激发态均对转移反应截面有贡献，使得测量到的转移截面偏大，导致 $S_{18}(0)$ 因子偏小。他们考虑在后续的工作中，引入 ^8B 的破裂反应道、^9C 的 $p + p$+^7Be 构型，以及泡利阻塞效应对于转移反应的影响[95]，有望得到更加合理的结果[94]。

由于 ^8B 较短的寿命和较差的束流品质，现在实验上只能通过间接测量的方法提取 S_{18} 因子。目前利用 ANC 进行计算的方法应用较多，由于这种方法对于核反应理论模型有较强的依赖性，而理论模型为了简化计算往往需要进行一些近似处理，对于最终结果有比较大的影响，所以需要不断改善理论模型才能得到更好的结果。随着放射性束装置的不断升级，^9C 和 ^8B 的束流品质也越来越高，未来有望通过测量更高统计的 ^9C 库仑裂解反应甚至直接测量辐射俘获反应 $^8B(p,\gamma)^9C$ 得到更为精确的天体物理 S_{18} 因子。

6 反应截面

6.1 反应总截面

原子核反应总截面在对原子核奇特结构和反应机制的研究中有着特殊的重要性，因为具有晕结构核的一个典型的物理现象就是其反应总截面比稳定核明显增大，而且从反应总截面中还可以提取到原子核形变、密度分布等其他反映原子核特征的信息，所以常被用来研究原子核性质。

1996 年，Ozawa 等在劳伦斯伯克利国家实验室利用 ^{12}C 轰击 Be 靶产生了 730 AMeV 的 ^9C 次级束，测量了

其在 8.9 g/cm^2 的 Be 靶、10.2 g/cm^2 和 20 g/cm^2 的 C 靶以及 13.5 g/cm^2 的 Al 靶上的反应总截面[96]。通过 Glauber 模型分析，在假定密度分布为 HO（Harmonic-Oscillator）类型的前提下，Ozawa 等计算得到了 ^{9}C 的物质密度分布均方根半径，为 2.42 ± 0.03 fm，比其同位素 ^{10}C、^{11}C、^{12}C、^{13}C 以及等质量数的核素 ^{9}Li 和 ^{9}Be 的物质密度分布半径都要大，不过差别没有特别显著，Ozawa 等认为虽然这表明 ^{9}C 可能存在晕结构，但是仍需要更多的实验特别是中低能区的数据来验证。

1997 年，Blank 等在 GSI-FRS 上通过 ^{12}C 在 Be 靶上的弹核碎裂反应产生 285 *A*MeV 的 ^{9}C，测量其在不同质量靶（C、Al、Sn 和 Pb 靶）上的反应总截面，使用 Glauber 模型进行了分析，结果发现，与 ^{7}Be 类似，在误差范围内，使用标准密度分布计算的结果就可以很好地描述 ^{9}C 的反应总截面[81]。这表明由于库仑势垒，^{9}C 可能不具有类似丰中子弱束缚核那样明显的晕结构，不过 Blank 等的数据存在较大误差，需要进一步验证。

2001 年，IMPCAS 的王全进等利用兰州重离子加速器（HIRFL）提供的 75 MeV/u 的 ^{12}C 束流轰击 Be 靶，引起弹核碎裂，之后通过兰州放射性束流线（RIBLL）筛选纯化得到 54.2 MeV/u 的 ^{8}B 和 61.1 MeV/u 的 ^{9}C 次级束流，测量其在 Si 靶上的反应截面，为了分析实验结果，他们使用 Glauber 模型分别计算了正常核密度分布和具有扩展空间密度分布的反应总截面，得到了 σ_R-E 激发函数曲线，结果发现使用具有扩展空间密度分布的计算结果与实验数据符合更好，实验数据比使用正常核密度分布计算的反应总截面偏大约 32%，王全进等认为这些结果表明 ^{9}C 很可能具有质子晕结构[97-98]。

2006 年，Warner 等在 NSCL 测量了 27.7-41 *A*MeV 的 ^{9}C 在 Si 靶上的反应总截面，发现与 ^{10}B、^{10}C 和 ^{11}C 相比，^{9}C 的反应总截面显著增大，如图 9所示，而且由此提取到的 ^{9}C 物质分布半径（2.75 ± 0.34 fm）与另一个重得多的丰质子滴线核 ^{17}Ne（2.82 ± 0.15 fm）几乎一样，比此前 Ozawa 等在高能区测得的结果大了约 12%[96]，再次表明 ^{9}C 可能具有质子晕结构，不过由于数据误差较大，没有能够得出决定性的结论，Warner 等呼吁更高精度的测量以澄清这一猜想[99]。

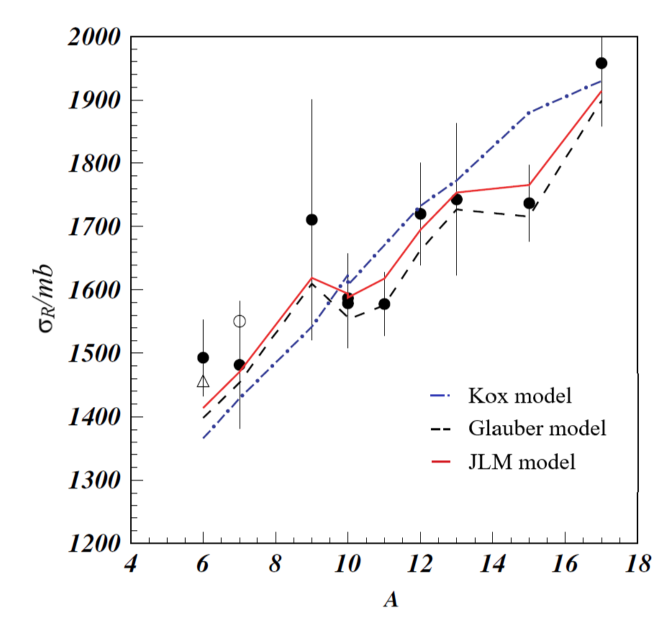


图 9　（在线彩图）约化后的 35 *A*MeV 能量下不同弹核反应总截面随质量数的变化[99]

6.2　敲出反应

敲出反应一般是指在较高能量下，高速运动的弹核与较轻的靶核发生碰撞时，核子被从弹核中敲出的直接核反应过程，广义而言，敲出反应也是破裂反应的一种[100]。得益于较高的反应能量，一方面，敲出反应可以使用比较厚的反应靶，从而获得更高的统计量；另一方面，在反应动力学的分析过程中，可以使用较为简单的假设，比如程函近似等。因此，敲出反应被广泛应用于弹核碎裂反应产生的稀有同位素的研究中，得到了大量远离稳定线原子核的单粒子结构信息，加深了对于不稳定核区原子核结构演化的理解。

1997 年，Blank 等在 GSI-FRS 首次测量了 285 *A*MeV 的 ^{9}C 在不同质量靶（C、Al、Sn 和 Pb 靶）上的单质子和双质子敲出总截面，并利用 Glauber 模型进行了分析，结果发现，在不同靶上 ^{9}C 的双质子敲出截面均比单质子敲出截面大很多，约为后者的 2-3 倍，由此可见，^{9}C 可能具有 ^{8}B+p 和 ^{7}Be+2p 两种集团构型[81]。之后，Enders 等[88] 和 Warner 等[101] 在 NSCL 分别测量了 78.3 *A*MeV 和 20-70 *A*MeV 的 ^{9}C 在 C 靶和 Si 靶上的单质子和双质子敲出总截面，发现 ^{9}C 的双质子敲出截面显著高于单质子敲出截面，进一步支持了 Blank 等的结论，表明 ^{9}C 可能具有 ^{7}Be+2p 的双质子晕结构。

2009 年，Bazin 等在 NSCL 进行了 97.9 MeV/u 的 ^{9}C 在 188 mg/cm^2 的 ^{9}Be 靶上发生的 ^{9}Be(^{9}C,^{8}B+X)Y 实验，通过符合测量单质子敲出反应产生的高能质子和余核，他们首次详细研究了敲出反应中衍射（Diffraction）和削裂（Stripping）两种反应机制的相对重要性[102]。衍射机制指的是敲出反应过程中，弹核初始动能的绝大部分都分配到弹核破裂出的质子和余核，靶核仍处于基态，所以这个过程有时候也被称为弹性破裂过程（Elastic Breakup，EBU）；而削裂机制指的是在敲出反应过程中，弹核初始动能的相当一部分转移到靶核中，使得靶核处于激发态，也被称为去弹破裂过程（Non-elastic Breakup，NEB），如图 11所示。Bazin 等结合程函模型（Eikonal model）和连

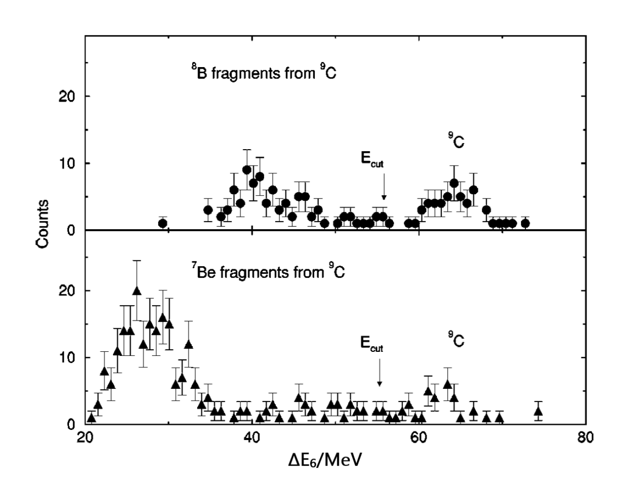


图 10 Warner 等测量到的 ^{9}C 在 Si 靶上的敲出反应产物 ^{7}Be 和 ^{8}B[101]

续离散耦合道模型 CDCC 对实验数据进行分析后发现，理论计算的结果与实验数据符合非常好，两种机制的反应动力学有显著区别，而且在 ^{9}C 的单质子敲出反应中，衍射机制大约只占 25 ± 2%，表明敲出反应是研究稀有同位素单粒子结构的有效工具。

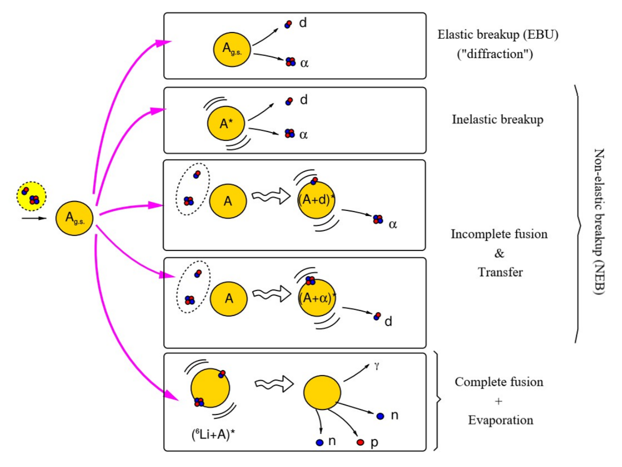


图 11 （在线彩图）弹性破裂（EBU）与去弹破裂（NEB）示意图[103]

6.3 弹性散射

自从卢瑟福通过利用低于库仑势垒能量的 α 粒子在金箔上的弹性散射推断出原子核的存在以来，人们利用弹性散射反应研究原子核已经有一百多年的历史。过去绝大部分的弹性散射实验数据集中在稳定核，通常被认为测量简单，分析无趣。然而近年来随着放射性束装置的应用，人们逐渐发现只要谨慎地选择靶核，并进行精确地测量，弹性散射结果对于弹核的原子核结构非常敏感。因此，弹性散射也成为了研究放射性核奇特结构和反应机制的有效工具之一[104-106]。

2013 年，Matsuda 等利用 430 AMeV 的 ^{12}C 初级束流轰击 50 mm 厚的 ^{9}Be 靶，产生了 277-300 AMeV 的 ^{9}C 次级束，测量了其在 5 mm 的低温固体氢靶上的弹性散射反应[7]。通过符合测量 ^{9}C 和反冲质子，Matsuda 等有效地鉴别出了弹性散射事件，得到了 ^{9}C 的弹性散射角分布，并利用 MH 模型（Murdock and Horowitz）、RH 模型（Relativistic Hartree）和 MAMD 模型进行了分析，最终得到了 ^{9}C 的物质密度分布均方根半径为 $2.43^{+0.55}_{-0.28}$ fm，与此前通过反应总截面计算得到的结果一致[96,99]。2014 年，Rafi 等认为 Matsuda 等计算得到的质子密度分布半径（3.345 fm）和中子密度分布半径（1.647 fm）不合理，所以利用 BHF 方法（Brueckner-Hartree-Fock）对 Matsuda 等的实验数据再次进行了分析，如图 12所示，在假定 ^{9}C 为相对论平均场（Relativistic Mean-Field，RMF）密度分布形式的前提下，计算得到他们认为合理的质子密度分布半径（2.684 fm）、中子密度分布半径（2.164 fm）和物质密度分布半径（2.522 fm），Rafi 等认为精确测量更大角度范围的弹性散射角分布有助于进一步确定 ^{9}C 的密度分布半径[107]。

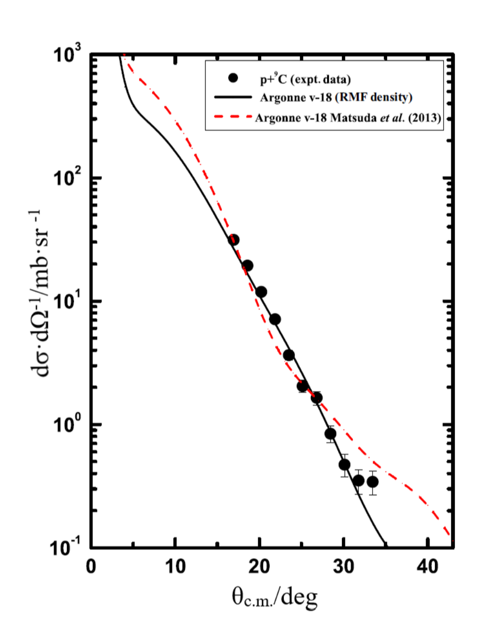


图 12 （在线彩图）^{9}C 在质子靶上的弹性散射角分布以及与理论模型计算的比较[107]

2018 年，本课题组在 RIBLL 首次测量了三倍库仑势垒能区附近 ^{9}C 在重靶 ^{nat}Pb 上的弹性散射角分布[108]。实验在兰州重离子加速器国家实验室进行，利用 HIRFL 提供的 $^{12}C^{6+}$ 轰击 ^{9}Be 靶产生了 ^{9}C 等次级束流，经过 RIBLL 筛选、纯化和传输后，轰击 ^{nat}Pb 靶发生弹性散射反应，束流强度约为 500 pps（particles per second）。其中 ^{nat}Pb 为自支撑的薄片，厚度为 4.2 mg/cm^2，由 ^{208}Pb（52.3%）、^{207}Pb（22.6%）、^{206}Pb（23.6%）和 ^{204}Pb（1.48%）

等构成，^{9}C 在靶中心的能量约为 227 MeV，对应于三倍库仑势垒左右。在靶前使用两个位置灵敏的 PPAC（Parallel-Plate Avalanche Counters）探测器测量束流入射径迹，靶后使用两套 ΔE-E 硅探测器望远镜系统探测散射粒子，每套望远镜系统均由一层双面硅条探测器和一层大面积方硅探测器组成，覆盖角度范围为 7°-30°，可同时对散射事件进行粒子鉴别和位置鉴别。通过逐事件分析以及蒙特卡洛模拟，得到了 ^{9}C 在 ^{nat}Pb 靶上的弹性散射角分布，如图 13所示。从图 13中可以看到很清楚的 Fresnel 衍射结构，库仑虹并没有被明显地压低，这与丰中子弱束缚核如 ^{11}Be 等完全不同，^{11}Be 由于破裂反应道对弹性散射反应道的强耦合道效应，弹性散射角分布的库仑虹几乎消失不见[3,109-110]。利用 CDCC 模型对实验数据进行了分析之后，本课题组认为这是由于 ^{9}C 的库仑势垒和离心势垒导致破裂反应道对弹性散射反应道的耦合道效应变弱，在计算过程中人为移除库仑势垒和离心势垒之后，^{9}C 的弹性散射角分布计算结果也出现了类似丰中子弱束缚核那样的库仑虹压低现象，证实了这一猜想[108]。

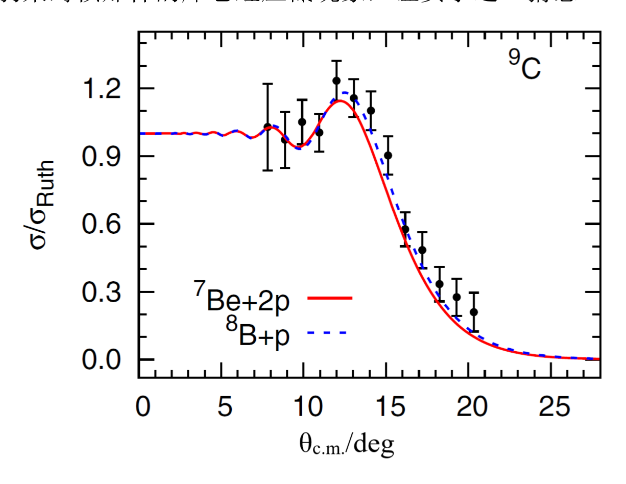


图 13　（在线彩图）227 MeV^{9}C 在 ^{208}Pb 靶上的弹性散射角分布以及与 CDCC 计算的比较[108]

6.4　破裂反应

对于类似 ^{9}C 这样的弱束缚核，由于其价核子分离能比较低，所以在弹靶碰撞过程中，价核子很容易被激发到连续能级而引发破裂反应。实验和理论研究均表明，弱束缚核的破裂过程对于原子核的内部结构，尤其是对于价核子的单粒子态有较高的灵敏性。基于此，本课题组利用 CDCC 模型计算了 ^{8}B+p 和 ^{7}Be+2p 两种不同 ^{9}C 构型的弹性散射和破裂反应角分布[108]，如图 13和 14所示，结果发现，在三倍库仑势垒能量下，^{9}C 在重靶上的弹性散射角分布对于 ^{9}C 的结构并不非常敏感，两种不同构型的结果都能比较好地描述实验数据；与此相反，破裂反应角分布对于 ^{9}C 本身的结构非常敏感，从图 14中可以看到，在大约 14° 位置，^{7}Be+2p 构型的破裂反应截面大约是 ^{8}B+p 构型的 2.5 倍，这也恰好是弹性散射角分布库仑虹的角度。这表明，相比于弹性散射，破裂反应或许是研究弱束缚核如 ^{9}C 可能具有的集团结构或晕结构的理想探针[108,111-112]。

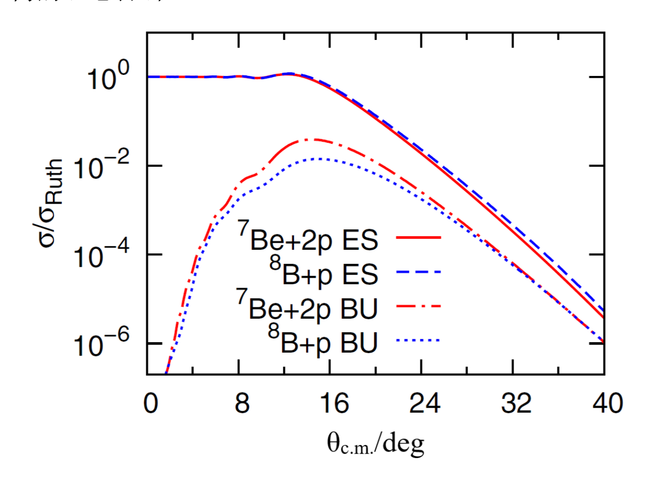


图 14　（在线彩图）CDCC 计算的不同构型下 227 MeV^{9}C 在 ^{208}Pb 靶上的弹性散射和破裂反应角分布对比[108]

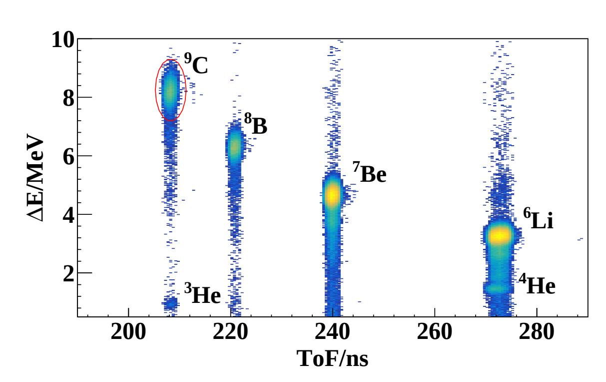


图 15　（在线彩图）靶前探测系统得到的 ToF-ΔE 二维粒子鉴别谱

为了进一步利用破裂反应研究 ^{9}C 的奇特结构和反应机制，近期本课题组开展了 ^{9}C 在 ^{208}Pb 靶上的弹性散射和破裂反应实验。利用兰州重离子加速器国家实验室 HIRFL 提供的 59.7 MeV/u 的 $^{12}C^{6+}$ 初级束流，在 RIBLL 轰击 2528 μm 的 ^{9}Be 靶，产生了 ^{9}C 次级束流。结合飞行时间（Time of Flight, ToF）探测器和硅探测器得到了 ToF-ΔE 二维粒子鉴别谱，如图 15所示，可以非常好地鉴别束流粒子，^{9}C 束流强度约为 300 pps，纯度约为 2.8%，对 ^{9}C 卡窗筛选进行逐事件分析，可以保证靶后探测到的破裂反应产物如 ^{8}B 和 ^{7}Be 等不包含入射次级束流中散射的杂质粒子。^{9}C 束流在实验靶室轰击 ^{208}Pb 靶，利用硅探测器阵列测量了 ^{9}C 在重靶 ^{208}Pb 上的弹性散射和破裂反应角分布。其中 ^{208}Pb 靶为自支撑的薄片，由蒸发法制成，厚度为 8.26 mg/cm^{2}，^{9}C 在靶中心的能量约

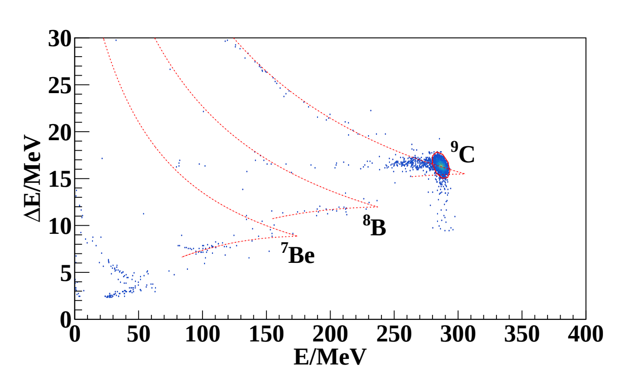


图 16　（在线彩图）靶后望远镜系统得到的 ΔE-E 二维粒子鉴别谱（图中红色虚线示意不同能量的 ^{7}Be、^{8}B 和 ^{9}C 在二维粒子鉴别谱上的理论计算位置）

为 304 MeV。在靶前使用两个 16×16 的双面硅条探测器测量束流入射径迹，靶后使用两套 ΔE-E 硅探测器望远镜系统探测散射粒子和破裂碎片。经过初步分析，从靶后望远镜系统获得的数据得到了如图 16所示的 ΔE-E 二维粒子鉴别谱，从图中可以清晰地看到 ^{9}C 的弹性散射事件以及 ^{9}C 发生破裂反应生成 ^{8}B 和 ^{7}Be 的事件。目前数据和理论分析仍在进行之中。

2019 年，Chilug 等在 RIKEN-RIBF 利用 230 AMeV 的 ^{18}O 束流轰击 2 mm 的 ^{9}Be 靶得到了流强 4.7×10^4 pps、能量 160 AMeV 的 ^{9}C 次级束流，进而通过轰击厚度为 425 μm 的自然 C 靶研究破裂反应过程，通过轰击厚度为 150 μm 的自然 Pb 靶研究库仑裂解反应过程[113-115]。计划利用 SAMURAI 谱仪得到的 ^{9}C 破裂反应的单举测量和符合测量数据，研究 ^{9}C 破裂反应机制，并提取天体物理 S_{18} 因子。Chilug 等得到的靶前入射束流二维粒子鉴别谱如图 17所示，进一步的数据分析还在进行之中。

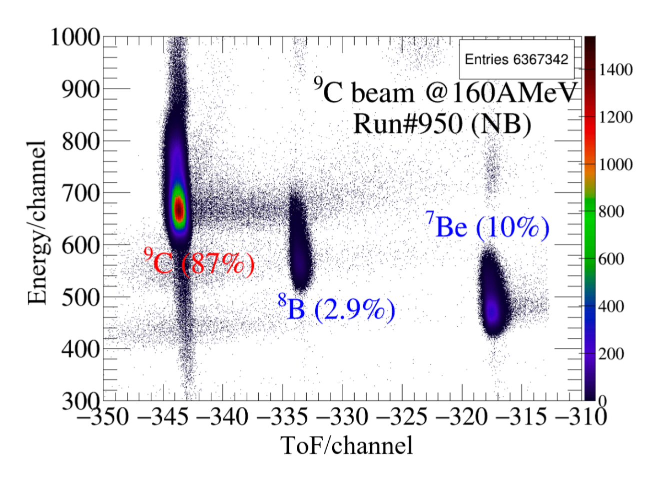


图 17　（在线彩图）Chilug 等利用 SAMURAI 探测得到的靶前入射束流二维粒子鉴别谱[113]

对于 ^{9}C 破裂反应研究的两个实验设置对比如表 3所示。HIRFL-RIBLL 的实验由于能量较低，探测设备可以

表 3　^{9}C 破裂反应研究实验设置对比[113]

实验装置	HIRFL-RIBLL	RIKEN-RIBF	
流强 (pps)	3×10^2	4.7×10^4	
纯度	2.8%	87%	
能量 (AMeV)	33.8	160	
靶	7.28 μm ^{208}Pb	425 μm $^{\rm nat}$C	150 μm $^{\rm nat}$Pb
实验方法	弹性散射 破裂反应	破裂反应	库仑裂解反应

比较精确地测量反应粒子的位置信息和能量信息，主要通过测量弹性散射粒子和破裂反应产物的角分布，结合理论模型分析，研究 ^{9}C 在重靶上的反应机制；RIKEN-RIBF 的实验能量较高，束流品质比较好，主要通过对 ^{9}C 破裂反应产物的能量进行单举测量和符合测量，结合不变质量和细致平衡原理，分析得到破裂反应截面，进而提取天体物理 S_{18} 因子[113]。两个实验的数据分析尚在进行，有望得到更多关于 ^{9}C 奇特结构和反应机制的信息。

7　讨论与展望

目前为止，尽管对于 ^{9}C 的奇特结构和性质已经有大量的实验和理论工作，但是由于实验数据误差较大，仍有很多问题没能得出定论，比如 ^{9}C 是否具有 ^{8}B+p 或 ^{7}Be+2p 的晕结构、^{9}C 的基态是否存在类似 3^{3}He 的集团结构、^{9}C 和 ^{9}Li 的衰变过程是否存在不对称性、^{9}C 的奇特结构对于反应机制的影响等，这些都非常值得深入的研究。未来想要解决这些问题，一方面需要发展新的、有效的实验方法，另一方面需要提高实验精度，减小数据误差。对于前者，理论研究人员已经提出了一些很有潜力的方案，比如通过测量弹性散射与破裂反应截面的比值研究弱束缚核的单粒子结构[116]，实验研究人员也进行了一系列的探索，比如国内研究团队利用运动学完全测量的方法研究弱束缚核的反应机制等[117-118]。对于后者，实验数据误差较大的主要原因在于统计不够，这是因为 ^{9}C 作为质子滴线核，利用现有的装置产生高品质的束流非常困难，而且探测装置的效率不够，束流利用率太低。在今后十年内，国内外各大实验室新建立和升级的放射性束流线装置将陆续投入运行，如我国的强流重离子加速器装置（HIAF）[119-120]、美国的稀有同位素束流装置（FRIB）[121]、德国的反质子和离子研究装置（FAIR）[122]、法国的在线放射性离子产生系统（SPIRAL2）[123]等。其中，我国的 HIAF 在设计上集成了新一代重离子加速器装置的优点，建成之后，将能够提供最强的中低能重离子束流[124-126]，届时，结合更高效率和精度的探测设备，将极大提升开展高精度放射性束物理实验的能力，加深对于 ^{9}C 奇特结构和反应机制的理解。

参考文献

[1] SHEN Wenqing, ZHAN Wenlong, YE Yanlin, et al. Nuclear Physics Review, 2001, 18(4): 206. (in Chinese)
(沈文庆, 詹文龙, 叶沿林, 等. 原子核物理评论, 2001, 18(4): 206. http://www.npr.ac.cn/article/doi/10.11804/NuclPhysRev.18.04.206.)

[2] CANTO L, GOMES P, DONANGELO R, et al. Physics Reports, 2006, 424(1): 1. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037015730500459X. DOI: 10.1016/j.physrep.2005.10.006.

[3] KEELEY N, KEMPER K W, RUSEK K. Eur Phys J A, 2014, 50: 145. https://doi.org/10.1140/epja/i2014-14145-3.

[4] CANTO L F, GUIMARãES V, LUBIáN J, et al. Eur Phys J A, 2020, 56: 281. https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00277-8.

[5] MOSHER J M, KAVANAGH R W, TOMBRELLO T A. Phys Rev C, 1971, 3: 438. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.3.438.

[6] KONDEV F, WANG M, HUANG W, et al. Chin Phys C, 2021, 45 (3): 030001. https://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/abddae.

[7] MATSUDA Y, SAKAGUCHI H, TAKEDA H, et al. Phys Rev C, 2013, 87: 034614. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.87.034614.

[8] FURUTACHI N, KIMURA M, DOTé A, et al. Progress of Theoretical Physics, 2009, 122(4): 865. https://doi.org/10.1143/PTP.122.865.

[9] KOBAYASHI F, KANADA-EN'YO Y. Phys Rev C, 2014, 89: 024315. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.89.024315.

[10] WIESCHER M, GORRES J, GRAFF S, et al. Astrophys J, 1989, 343: 352. https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989ApJ...343..352W. DOI: 10.1086/167709.

[11] SWAMI M S, SCHNEPS J, FRY W F. Phys Rev, 1956, 103: 1134. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.103.1134.

[12] HARDY J C, VERRALL R I, BARTON R, et al. Phys Rev Lett, 1965, 14: 376. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.14.376.

[13] HARDY J C, ESTERL J E, SEXTRO R G, et al. Phys Rev C, 1971, 3: 700. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.3.700.

[14] ESTERL J E, ALLRED D, HARDY J C, et al. Phys Rev C, 1972, 6: 373. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.6.373.

[15] MIKOLAS D, BROWN B A, BENENSON W, et al. Phys Rev C, 1988, 37: 766. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.37.766.

[16] CHEN Y, TOMBRELLO T, KAVANAGH R. Nuclear Physics A, 1970, 146(1): 136. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947470910936. DOI: 10.1016/0375-9474(70)91093-6.

[17] BERGMANN U, BORGE M, BOUTAMI R, et al. Nuclear Physics A, 2001, 692(3): 427. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947401006509. DOI: 10.1016/S0375-9474(01)00650-9.

[18] NYMAN G, AZUMA R, HANSEN P, et al. Nuclear Physics A, 1990, 510(2): 189. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594749090236F. DOI: 10.1016/0375-9474(90)90236-F.

[19] GETE E, BUCHMANN L, AZUMA R E, et al. Phys Rev C, 2000, 61: 064310. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.61.064310.

[20] BUCHMANN L, GETE E, CHOW J C, et al. Phys Rev C, 2001, 63: 034303. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.63.034303.

[21] BORGE M, FRAILE L, TENGBLAD O, et al. Nuclear Physics A, 2002, 701(1): 373. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037594740101613X. DOI: 10.1016/S0375-9474(01)01613-X.

[22] PREZADO Y, BERGMANN U, BORGE M, et al. Phys Lett B, 2003, 576(1): 55. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269303015016. DOI: 10.1016/j.physletb.2003.09.073.

[23] KANEKO K, SUN Y, MIZUSAKI T, et al. Nuclear Physics A, 2019, 986: 107. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947419300466. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2019.03.002.

[24] HOFF D E M, ROGERS A M, WANG S M, et al. Nature, 2020, 580 (7801): 52. https://doi.org/10.1038/s41586-020-2123-1.

[25] SUN L J, XU X X, FANG D Q, et al. Phys Rev C, 2017, 95: 014314. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.95.014314.

[26] LEE J, XU X X, KANEKO K, et al. Phys Rev Lett, 2020, 125: 192503. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.192503.

[27] LIN C J, XU X X, SUN L J, et al. Nuclear Physics Review, 2019, 37(3): 492. (in Chinese)
(林承键, 徐新星, 孙立杰, 等. 原子核物理评论, 2020, 37(3): 492. http://www.npr.ac.cn/article/doi/10.11804/NuclPhysRev.37.2019CNPC62.)

[28] CERNY J, PEHL R H, GOULDING F S, et al. Phys Rev Lett, 1964, 13: 726. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.726.

[29] BARNES C A, ADELBERGER E G, HENSLEY D C, et al. The nuclear masses of ^{9}C and the corresponding analog state of ^{9}B [C/OL]//BECKER R L, ZUCKER A. Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics, Gatlinburg, Tennessee, 12-17 September 1966. New York: Academic Press Inc., 1967: 261. https://www.osti.gov/biblio/4553877.

[30] TRENTELMAN G F, PREEDOM B M, KASHY E. Phys Rev Lett, 1970, 25: 530. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.25.530.

[31] TRENTELMAN G F, PREEDOM B M, KASHY E. Phys Rev C, 1971, 3: 2205. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.3.2205.

[32] KASHY E, BENENSON W, NOLEN J A. Phys Rev C, 1974, 9: 2102. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.9.2102.

[33] KASHY E, BENENSON W, NOLEN J A, et al. Mass of ^{9}C[M/OL]. Boston, MA: Springer US, 1980: 39-44. https://doi.org/10.1007/978-1-4684-3716-4_4.

[34] LE´PINE-SZILY A, OLIVEIRA J, GALANTE D, et al. Nuclear Physics A, 2004, 734: 331. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947404000776. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2004.01.060.

[35] BENENSON W, KASHY E. Phys Rev C, 1974, 10: 2633. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.10.2633.

[36] BRESSANI T, CHIAVASSA E, COSTA S, et al. Phys Rev C, 1984, 30: 1745. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.30.1745.

[37] GOLOVKOV M S, GOLDBERG V Z, DANELYAN L S, et al. Yad Fiz, 1991, 53: 888. https://searchworks.stanford.edu/view/397057.

[38] ROGACHEV G V, KOLATA J J, VOLYA A S, et al. Phys Rev C, 2007, 75: 014603. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.75.014603.

[39] BROWN K W, CHARITY R J, ELSON J M, et al. Phys Rev C, 2017, 95: 044326. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.95.044326.

[40] HOOKER J, ROGACHEV G V, KOSHCHIY E, et al. Phys Rev C, 2019, 100: 054618. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.100.054618.

[41] DONG G X, WANG X B, MICHEL N, et al. Phys Rev C, 2023, 107: 044613. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.107.044613.

[42] JIANG W, YE Y L, LIN C J, et al. Phys Rev C, 2020, 101: 031304.

https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.101.031304.
[43] LI Z, ZHU J, WANG T, et al. Phys Rev C, 2023, 107: 014320. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.107.014320.
[44] MATSUTA K, MINAMISONO T, TANIGAKI M, et al. Hyperfine Interactions, 1996, 97(1): 519. https://doi.org/10.1007/BF02150194.
[45] BUCK B, PEREZ S M. Phys Rev Lett, 1983, 50: 1975. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.50.1975.
[46] VARGA K, SUZUKI Y, TANIHATA I. Nuclear Physics A, 1995, 588(1): c157. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594749500116I. DOI: 10.1016/0375-9474(95)00116-I.
[47] CORRELL F D, MADANSKY L, HARDEKOPF R A, et al. Phys Rev C, 1983, 28: 862. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.28.862.
[48] ARNOLD E, BONN J, NEU W, et al. Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei, 1988, 331(3): 295. https://doi.org/10.1007/BF01355599.
[49] HUHTA M, MANTICA P F, ANTHONY D W, et al. Phys Rev C, 1998, 57: R2790. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.57.R2790.
[50] OKUNO H, ASAHI K, SATO H, et al. Phys Lett B, 1994, 335(1): 29. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269394915539. DOI: 10.1016/0370-2693(94)91553-9.
[51] ORMAND W, BROWN B. Nuclear Physics A, 1989, 491(1): 1. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947489902030. DOI: 10.1016/0375-9474(89)90203-0.
[52] VARGA K, SUZUKI Y, TANIHATA I. Phys Rev C, 1995, 52: 3013. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.52.3013.
[53] KANADA-EN'YO Y, HORIUCHI H. Phys Rev C, 1996, 54: R468. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.54.R468.
[54] FURUTACHI N, KIMURA M, DOTé A, et al. Progress of Theoretical Physics, 2009, 122(4): 865. https://doi.org/10.1143/PTP.122.865.
[55] RUKOYATKIN P A, KOMOLOV L N, KUKUSHKINA R I, et al. The European Physical Journal Special Topics, 2008, 162(1): 267. https://doi.org/10.1140/epjst/e2008-00802-0.
[56] KRIVENKOV D O, ARTEMENKOV D A, BRADNOVA V, et al. AIP Conference Proceedings, 2010, 1224(1): 224. https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3431419.
[57] ARTEMENKOV D, BRADNOVA V, KATTABEKOV R, et al. International Journal of Modern Physics E, 2011, 20(04): 993. https://doi.org/10.1142/S021830131101912X.
[58] UTSUNO Y. Phys Rev C, 2004, 70: 011303. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.70.011303.
[59] MOTOBAYASHI T, IWASA N, ANDO Y, et al. Phys Rev Lett, 1994, 73: 2680. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.73.2680.
[60] MUKHAMEDZHANOV A M, TRIBBLE R E, TIMOFEYUK N K. Phys Rev C, 1995, 51: 3472. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.51.3472.
[61] BAUR G. Phys Lett B, 1986, 178(2): 135. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269386914838. DOI: 10.1016/0370-2693(86)91483-8.
[62] MOTOBAYASHI T. AIP Conf Proc, 1998, 455(1): 882. DOI: 10.1063/1.57294.
[63] BAUR G, BERTULANI C, REBEL H. Nuclear Physics A, 1986, 458(1): 188. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947486902903. DOI: 10.1016/0375-9474(86)90290-3.
[64] BAUR G, REBEL H. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 1994, 20(1): 1. https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/20/1/005.
[65] BAUR G, REBEL H. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 1996, 46(1): 321. https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.46.1.321.
[66] MOTOBAYASHI T, TAKEI T, KOX S, et al. Phys Lett B, 1991, 264(3): 259. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939190345Q. DOI: 10.1016/0370-2693(91)90345-Q.
[67] MOTOBAYASHI T. Nuclear Physics A, 2001, 693(1): 258. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947401011137. DOI: 10.1016/S0375-9474(01)01113-7.
[68] DESCOUVEMONT P. Astrophys J, 1993, 405: 518. DOI: 10.1086/172383.
[69] DESCOUVEMONT P. Nuclear Physics A, 1999, 646(2): 261. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947498006290. DOI: 10.1016/S0375-9474(98)00629-0.
[70] MOTOBAYASHI T. Nuclear Physics A, 2003, 718: 101. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947403006857. DOI: 10.1016/S0375-9474(03)00685-7.
[71] MOTOBAYASHI T. Nuclear Physics A, 2003, 719: C65. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947403009710. DOI: 10.1016/S0375-9474(03)00971-0.
[72] BEAUMEL D, KUBO T, TERANISHI T, et al. Phys Lett B, 2001, 514(3): 226. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269301008280. DOI: 10.1016/S0370-2693(01)00828-0.
[73] LIU W, BAI X, ZHOU S, et al. Phys Rev Lett, 1996, 77: 611. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.611.
[74] AZHARI A, BURJAN V, CARSTOIU F, et al. Phys Rev Lett, 1999, 82: 3960. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.3960.
[75] AZHARI A, BURJAN V, CARSTOIU F, et al. Phys Rev C, 1999, 60: 055803. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.60.055803.
[76] AZHARI A, BURJAN V, CARSTOIU F, et al. Phys Rev C, 2001, 63: 055803. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.63.055803.
[77] GAGLIARDI C A, TRIBBLE R E, AZHARI A, et al. Phys Rev C, 1999, 59: 1149. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.59.1149.
[78] IMAI N, AOI N, KUBONO S, et al. Nuclear Physics A, 2001, 688(1): 281. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947401007151. DOI: 10.1016/S0375-9474(01)00715-1.
[79] ADELBERGER E G, AUSTIN S M, BAHCALL J N, et al. Rev Mod Phys, 1998, 70: 1265. https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.70.1265.
[80] TRACHE L, CARSTOIU F, GAGLIARDI C A, et al. Phys Rev Lett, 2001, 87: 271102. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.271102.
[81] BLANK B, MARCHAND C, PRAVIKOFF M, et al. Nuclear Physics A, 1997, 624(2): 242. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947497818374. DOI: 10.1016/S0375-9474(97)81837-4.
[82] TRACHE L, CARSTOIU F, MUKHAMEDZHANOV A M, et al. Phys Rev C, 2002, 66: 035801. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.66.035801.
[83] TRACHE L, CâRSTOIU F, GAGLIARDI C, et al. Nuclear Physics A, 2003, 718: 493. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947403008674. DOI: 10.1016/S0375-9474(03)00867-4.

[84] TRACHE L, CARSTOIU F, GAGLIARDI C, et al. Nuclear Physics A, 2004, 746: 625. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947404010693. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2004.09.102.

[85] TRACHE L, CARSTOIU F, GAGLIARDI C A, et al. The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei, 2006, 27(1): 237. https://doi.org/10.1140/epja/i2006-08-037-2.

[86] BROWN B A, HANSEN P G, SHERRILL B M, et al. Phys Rev C, 2002, 65: 061601. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.65.061601.

[87] TYPEL S, BAUR G. Phys Rev C, 1994, 50: 2104. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.50.2104.

[88] ENDERS J, BAUMANN T, BROWN B A, et al. Phys Rev C, 2003, 67: 064301. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.67.064301.

[89] BAI X, LIU W, QIN J, et al. Nuclear Physics A, 1995, 588(1): c273. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037594749500151P. DOI: 10.1016/0375-9474(95)00151-P.

[90] LIU W, LI Z, BAI X, et al. Nucl Instr and Meth B, 2003, 204: 62. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X0201892X. DOI: 10.1016/S0168-583X(02)01892-X.

[91] GUO B, LI Z, LIU W, et al. Nuclear Physics A, 2005, 761(1): 162. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405009917. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2005.07.013.

[92] FUKUI T, OGATA K, MINOMO K, et al. Phys Rev C, 2012, 86: 022801. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.022801.

[93] SINGH J, MATSUMOTO T, FUKUI T, et al. Phys Rev C, 2021, 104: 034612. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.104.034612.

[94] FUKUI T, OGATA K, YAHIRO M. Phys Rev C, 2015, 91: 014604. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.91.014604.

[95] JOHNSON R C, AUSTERN N, LOPES M H. Phys Rev C, 1982, 26: 348. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.26.348.

[96] OZAWA A, TANIHATA I, KOBAYASHI T, et al. Nuclear Physics A, 1996, 608(1): 63. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947496002412. DOI: 10.1016/0375-9474(96)00241-2.

[97] WANG, Quanjin and ZHAN, Wenlong and GUO, Zhongyan, et al. High Energy Physics and Nuclear Physics, 2001, 25(12): 1165. (in Chinese) DOI: 10.3321/j.issn:0254-3052.2001.12.006
(王全进, 詹文龙, 郭忠言, 等. 高能物理与核物理, 2001, 25(12): 1165. https://d.wanfangdata.com.cn/periodical/gnwlyhwl200112006.)

[98] LI, Jiaxing and XIAO, Guoqing and GUO, Zhongyan, et al. High Energy Physics and Nuclear Physics, 2004, 28(12): 1256. (in Chinese) DOI: 10.3321/j.issn:0254-3052.2004.12.003
(李加兴, 肖国青, 郭忠言, 等. 高能物理与核物理, 2004, 28(12): 1256. https://d.wanfangdata.com.cn/periodical/gnwlyhwl200412003.)

[99] WARNER R E, CARSTOIU F, BROWN J A, et al. Phys Rev C, 2006, 74: 014605. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.74.014605.

[100] YE Y L, FAISAL J Q, LOU J L, et al. Nuclear Physics Review, 2010, 27(4): 390. (in Chinese)
(叶沿林, FAISAL J Q, 楼建玲, 等. 原子核物理评论, 2010, 27 (2010-4-2): 390. http://www.npr.ac.cn/article/doi/10.11804/NuclPhysRev.27.04.390.)

[101] WARNER R E, BECCHETTI F D, BROWN J A, et al. Phys Rev C, 2004, 69: 024612. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.69.024612.

[102] BAZIN D, CHARITY R J, DE SOUZA R T, et al. Phys Rev Lett, 2009, 102: 232501. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.232501.

[103] LEI J, MORO A M. Phys Rev Lett, 2019, 122: 042503. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.042503.

[104] KEELEY N, ALAMANOS N, KEMPER K, et al. Progress in Particle and Nuclear Physics, 2009, 63(2): 396. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641009000519. DOI: 10.1016/j.ppnp.2009.05.003.

[105] CANTO L, GOMES P, DONANGELO R, et al. Physics Reports, 2015, 596: 1. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157315003385. DOI: 10.1016/j.physrep.2015.08.001.

[106] KOLATA J J, GUIMARÃES V, AGUILERA E F. The European Physical Journal A, 2016, 52(5): 123. https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16123-1.

[107] RAFI S, BHAGWAT A, HAIDER W, et al. Phys Rev C, 2014, 89: 067601. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.89.067601.

[108] YANG Y Y, LIU X, PANG D Y, et al. Phys Rev C, 2018, 98: 044608. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.98.044608.

[109] DI PIETRO A, RANDISI G, SCUDERI V, et al. Phys Rev Lett, 2010, 105: 022701. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.022701.

[110] DI PIETRO A, SCUDERI V, MORO A M, et al. Phys Rev C, 2012, 85: 054607. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.85.054607.

[111] CAPEL P, JOHNSON R, NUNES F. Phys Lett B, 2011, 705(1): 112. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269311012056. DOI: 10.1016/j.physletb.2011.09.105.

[112] PESUDO V, BORGE M J G, MORO A M, et al. Phys Rev Lett, 2017, 118: 152502. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.152502.

[113] CHILUG A I, PANIN V, TRACHE L, et al. Breakup of ^{9}C studied at samurai[C/OL]//RIKEN Accelerator Progress Report 2018 Volume 52. 2019: 27. https://ribf-result.riken.jp/researcher/APR/APR052/APR052.html.

[114] CHILUG A I, PANIN V, TUDOR D, et al. AIP Conference Proceedings, 2019, 2076(1): 060001. https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.5091644.

[115] CHILUG A I, PANIN V, TUDOR D, et al. Nuclear breakup and coulomb dissociation of ^{9}C nucleus studied at ribf riken[C/OL]// Proceedings of 13th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions. 2020: 010057. https://journals.jps.jp/doi/abs/10.7566/JPSCP.32.010057.

[116] CAPEL P, JOHNSON R C, NUNES F M. Phys Rev C, 2013, 88: 044602. https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.044602.

[117] YANG L, LIN C, YAMAGUCHI H, et al. Phys Lett B, 2021, 813: 136045. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269320308480. DOI: 10.1016/j.physletb.2020.136045.

[118] YANG L, LIN C J, YAMAGUCHI H, et al. Nature Communications, 2022, 13(1): 7193. https://doi.org/10.1038/s41467-022-34767-8.

[119] YANG J, XIA J, XIAO G, et al. Nucl Instr and Meth B, 2013, 317: 263. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X13009877. DOI: 10.1016/j.nimb.2013.08.046.

[120] MA X, WEN W, ZHANG S, et al. Nucl Instr and Meth B, 2017, 408: 169. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X17303889. DOI: 10.1016/j.nimb.2017.03.129.

[121] HAUSMANN M, AARON A, AMTHOR A, et al. Nucl Instr and

Meth B, 2013, 317: 349. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X13007210. DOI: 10.1016/j.nimb.2013.06.042.

[122] AUGUSTIN I. Nucl Instr and Meth B, 2007, 261(1): 1014. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X07009482. DOI: 10.1016/j.nimb.2007.04.144.

[123] KURTUKIAN-NIETO T, BAARTMAN R, BLANK B, et al. Nucl Instr and Meth B, 2013, 317: 284. https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168583X13008860. DOI: 10.1016/j.nimb.2013.07.066.

[124] XIAO G Q, XU H S, WANG S C. Nuclear Physics Review, 2017, 34(3): 275. (in Chinese)
(肖国青, 徐瑚珊, 王思成. 原子核物理评论, 2017, 34(3): 275. http://www.npr.ac.cn/article/doi/10.11804/NuclPhysRev.34.03.275.)

[125] ZHOU X H. Nuclear Physics Review, 2018, 35(4): 339. http://www.npr.ac.cn/en/article/doi/10.11804/NuclPhysRev.35.04.339.

[126] YE Y L, YANG X F, LIU Y et al. SCIENTIA SINICA: Physica, Mechanica & Astronomica, 2020, 50(11): 112003 (in Chinese) DOI: 10.1360/SSPMA-2020-0282
(叶沿林, 杨晓菲, 刘洋, 等. 中国科学：物理学、力学、天文学, 2020, 50(11): 10. http://www.cnki.com.cn/Article/CJFDTotal-JGXK202011003.htm.)

Experimental Study on Proton Drip-line Nucleus ^{9}C

WANG Kang[1,2], DUAN Fangfang[1], YANG Guo[1,2], YANG Yanyun[1,2]

(*1. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;*
2. School of Nuclear Science and Technology, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: The possible cluster structure of the proton drip-line nucleus ^{9}C is of great significance for understanding the exotic structure of nuclei and nucleon interactions. Additionally, ^{9}C plays a crucial role in nuclear astrophysics research. Thus great attention has been attracted by ^{9}C. Researchers have conducted extensive experimental explorations on ^{9}C, including studies of decay properties, energy level structure, magnetic dipole moments, nuclear astrophysics S factor, and reaction cross sections. Numerous achievements have been made, but the knowledge on ^{9}C is still insufficient. With the construction and operation of new generations of high-intensity heavy-ion accelerator facilities, combined with new experimental methods and higher efficiency detection equipment, it is expected to obtain more precise data and deepen our understanding of the exotic structure and reaction mechanisms of ^{9}C.

Key words: proton drip-line nucleus; ^{9}C; exotic structure; reaction mechanism; nuclear reaction experiment;

Received date: 11 Jul. 2023; **Revised date:** 11 Jul. 2023

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (12105330)

Corresponding author: WANG Kang, E-mail: wangkang@impcas.ac.cn